

Определение магнитных мультиполей по сигнатурам поворота источника внутри контурной системы

ГЕТЬМАН А.В.

Для практического определения мультипольных магнитных моментов предлагается использовать систему из двух пар круговых обмоток. Измерялась зависимость магнитного потока в круговых обмотках от угловой координаты поворота мультипольного источника. Предложена математическая обработка магнитной сигнатуры для нахождения мультиполей до четвертого порядка включительно.

Ключевые слова: магнитное поле, мультипольный магнитный момент, круговой контур

Для создания аппаратуры с нормированным уровнем внешнего магнитного поля (МП) необходимы средства практического определения характеристик, описывающих распределение МП вблизи оборудования [1]. В качестве таких характеристик могут быть использованы мультипольные магнитные моменты, представленные коэффициентами при сферических гармониках внешнего решения уравнения Лапласа для скалярного потенциала МП. Как показывает опыт работ по обеспечению магнитной совместимости, знание мультиполей до четвертого порядка с достаточной для инженерных расчетов точностью позволяет описать МП около поверхности оборудования [2–4].

Однако для практического определения магнитных мультиполей необходимо существующие магнитоизмерительные стенды оснащать соответствующими измерительными системами [5, 6], что связано с трудностями создания подобных систем на стенде без его существенной модернизации. Поэтому представляет практический интерес разработка методов и средств определения мультипольных магнитных моментов технических объектов, которые могут быть реализованы на различных магнитоизмерительных стендах.

В статье рассмотрено теоретическое обоснование возможности практического определения магнитных мультиполей с помощью контурной системы на основе двух пар круговых измерительных обмоток. В основу синтеза контурной системы положены результаты анализа сигнатуры магнитного потока, создаваемого в круговом контуре обобщенным магнитным источником, поворачивающимся относительно собственной оси.

Исходные положения. Рассматривается обобщенное представление технического объекта как

A system comprising two pairs of circular windings is proposed for practically determining multipole magnetic moments. The dependence of magnetic flux in circular winding on the angular rotation coordinate of a multipole source was measured. Mathematical processing of magnetic signature is proposed for determining multifields up to the fourth order.

Key words: magnetic field, multipole magnetic moment, circular loop

источника МП, описываемого мультипольными магнитными моментами. Скалярный потенциал МП мультипольного источника может быть записан согласно [7] в виде

$$U(r, q, j) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{r^{n+1}} P_n^m(\cos q) \begin{pmatrix} g_n^m \cos mj \\ h_n^m \sin mj \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где r, q, j – сферические координаты точки наблюдения МП; $P_n^m(\cos q)$ – присоединенные функции Лежандра; g_n^m, h_n^m – мультипольные коэффициенты, характеризующие мультипольный магнитный момент порядка n .

Вклад в суммарный потенциал от слагаемых с мультипольными коэффициентами с индексами n, m равен

$$U_{n,m} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{r^{n+1}} P_n^m(\cos q) \begin{pmatrix} g_n^m \cos mj \\ h_n^m \sin mj \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Перейдем от двух вещественных мультипольных коэффициентов g_n^m и h_n^m к одному комплексному a_n^m и воспользуемся комплексным представлением для поверхностных сферических гармоник $Y_{n,m}$:

$$Y_{n,m} = \frac{e^{imj}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{2n+1}{2} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} P_n^m(\cos q), \quad (3)$$

тогда (2) примет вид

$$U_{n,m} = \frac{a_n^m}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{1}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!}} \frac{1}{r^{n+1}} Y_{n,m}(q, j). \quad (4)$$

Соответственно вклад в магнитную индукцию в воздухе будет определен как

$$\vec{B}_{n,m} = -\mu_0 \text{grad} U_{n,m}. \quad (5)$$

Кроме того, будем считать рассматриваемые ниже круговые обмотки бесконечно тонкими и для простоты изложения содержащими только один виток провода.

Сигнатура магнитного потока в круговом контуре. Рассмотрим магнитный поток в круговом контуре, создаваемый расположенным на его аксиальной оси поворачиваемым мультипольным источником (рис. 1).

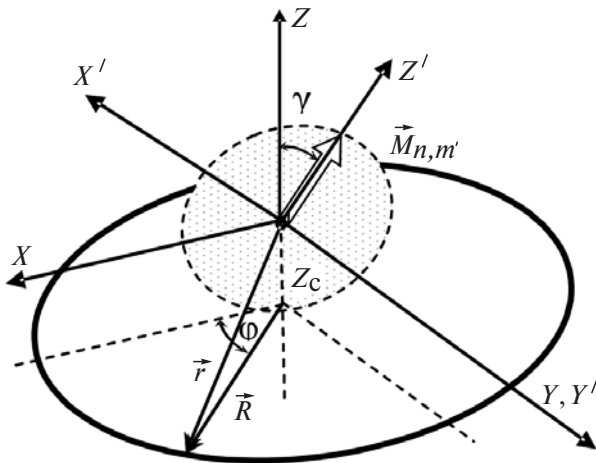


Рис. 1. Геометрическое положение кругового контура и поворачиваемого мультипольного магнитного момента

Мультипольный магнитный момент, задаваемый мультипольным коэффициентом $a_n^{m\phi}$, находится в центре связанной с ним подвижной системы координат $X\phi Y\phi Z\phi$. При этом подвижная система координат поворачивается вокруг общей с неподвижной системы оси ординат на угол поворота g , отсчитываемый между осями аппликат неподвижной и подвижной систем координат. Круговой контур радиуса R лежит в неподвижной системе координат и смещен по оси аппликат на Z_c .

На основании (4) скалярный потенциал в подвижной системе координат примет вид

$$U_{n,m\phi} = \frac{a_n^{m\phi}}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{1}{2n+1} \frac{(n+m\phi)!}{(n-m\phi)!}} \frac{1}{r^{n+1}} Y_{n,m\phi}(q\phi; \phi), \quad (6)$$

где «штрих» характеризует принадлежность только к подвижной системе координат.

Очевидно, что порядок n мультиполя и координата r для выбранной геометрии будут общими для обеих систем координат. Для перехода к неподвижной системе координат воспользуемся применяемым в квантовой механике [8] аппаратом функций вращения:

$$Y_{n,m\phi}(q\phi; \phi) = \sum_{m=-n}^n d_{m\phi m}^n(g) Y_{n,m}(q; j), \quad (7)$$

где $d_{m\phi m}^n(g)$ – функция вращения вокруг оси ординат для поверхностной сферической гармоники.

Магнитный поток Φ через круговой виток в сферической системе координат может быть представлен в виде

$$\Phi = \oint_0^{2\pi} \oint_0^\pi (B)_r r_c^2 \sin q dj dq, \quad (8)$$

где r_c и q_c – сферические координаты кругового контура в неподвижной системе, которые связаны с его радиусом соотношением

$$R = r_c \sin q_c = Z_c \operatorname{tg} q_c. \quad (9)$$

После подстановок в (8) выражений (4), (5) и (7) и интегрирования по циклической координате получим:

$$\Phi_{n,m\phi}(g) = 2\pi m_0 \frac{g_n^{m\phi}}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{1}{2n+1} \frac{(n+m\phi)!}{(n-m\phi)!}} \frac{1}{r_c^n} \cdot d_{m\phi 0}^n(g) \oint_0^\pi Y_{n,0}(q) \sin q dq. \quad (10)$$

Окончательное выражение для магнитного потока кругового контура, создаваемого мультиполем $a_n^{m\phi}$, запишется в виде

$$\Phi_{n,m\phi}(g) = \frac{m_0}{2} \frac{g_n^{m\phi}}{nr_c^n} P_n^{m\phi}(\cos g) P_n^1(\cos q_c) \sin q_c. \quad (11)$$

Для случая вращения мультипольного источника $a_n^{m\phi}$ (при $m\phi = 0$) вокруг оси, лежащей в плоскости $X\phi Y\phi$ и повернутой относительно оси абсцисс на угол $\rho/(2m\phi)$, в (11) следует заменить $g_n^{m\phi}$ на $h_n^{m\phi}$ [9].

Принцип построения систем определения магнитных мультиполей. Для практического определения мультипольных магнитных моментов система и последующая математическая обработка результатов измерений должны позволять выделять вклад каждого из мультипольных коэффициентов $g_n^{m\phi}$ и $h_n^{m\phi}$ в суммарное МП, описываемое (1) и (5). В этом плане рассмотрим принцип использования измерительной системы магнитного потока, фиксируемого двумя парами круговых обмоток, исходя из анализа выражения для магнитного потока кругового контура (11).

Во-первых, используем различные типы симметрии МП для мультиполей четных и нечетных порядков, для чего мультипольный источник расположим в центре каждой из пар контуров (рис. 2).

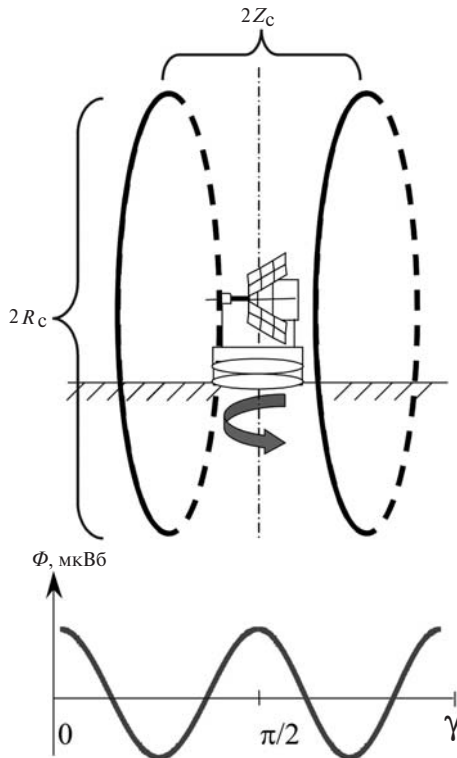


Рис. 2. Положение источника внутри пары круговых обмоток

Тогда для случая коммутации пары контуров прямо последовательно в суммарном сигнале будут отсутствовать вклады от всех мультиполей четного порядка, останутся только мультиполи с $n=1,3,\dots,2k+1$. Если же пара контуров коммутирована встречно последовательно, то в суммарном сигнале будут отсутствовать вклады от всех мультиполей нечетного порядка, останутся только мультиполи с $n=2,4,\dots,2k$.

Во-вторых, графически проанализируем зависимость правой части (11) от $\cos q_c$ для $n=1,2,3,4$ (рис. 3).

Как следует из анализа зависимости вклада мультиполя от угловой координаты положения кругового контура, существуют такие ее значения,

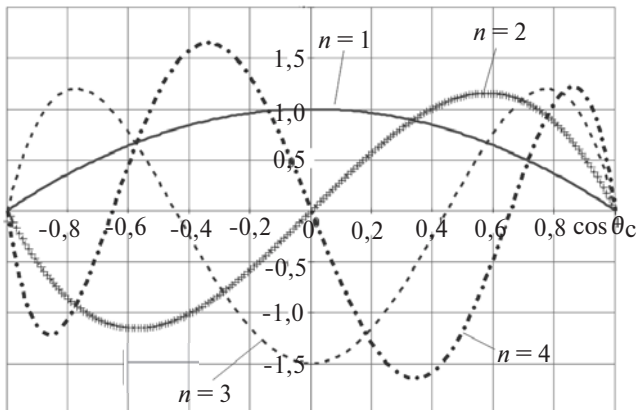


Рис. 3. Зависимость вклада мультиполя от значения $\cos q_c$

при которых вклад в магнитный поток от мультипольных коэффициентов порядка n равен нулю. Если для диполя и квадрупольных эти значения не соответствуют положению мультипольного источника между двумя контурами, то для исключения вклада мультиполя с $n=3$ или с $n=4$ достаточно выбрать значение $\cos q_c$ равным:

$$\begin{aligned} \text{для } n=3 \quad \cos q_c &= \frac{1}{\sqrt{5}}, \quad q_c \gg 63^\circ; \\ \text{для } n=4 \quad \cos q_c &= \sqrt{\frac{3}{7}}, \quad q_c \gg 49^\circ. \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом, для прямого включения первой пары круговых обмоток с угловыми координатами $\cos q_1 = \pm 1/\sqrt{5}$ в суммарном сигнале будут отсутствовать вклады от всех четных мультиполей, а также октуполя; другими словами, первый после диполя фиксируемый мультиполь имеет пятый порядок. В случае встречной коммутации второй пары круговых обмоток с угловыми координатами $\cos q_2 = \pm \sqrt{3}/\sqrt{7}$ в суммарном сигнале будут отсутствовать вклады от всех нечетных мультиполей, а также мультиполя четвертого порядка, т.е. кроме квадрупольных в магнитном потоке будут вклады от мультиполей начиная с шестого порядка.

В-третьих, воспользуемся свойством более быстрого убывания МП при удалении от мультиполей старших порядков для исключения (существенного уменьшения) их вкладов в фиксируемый магнитный поток. Заметим, что в (11) вклад мультиполя обратно пропорционален величине nr_c^n . Поэтому проведем оценку выбора радиуса круговой обмотки, связанного с ее радиальной координатой (9). В основу оценки вклада старшего мультиполя в магнитный поток положим представление смещенного на r в направлении оси аппликат диполя через ряд мультипольных моментов. Такой подход основан на том положении, что первичным источником МП в любом техническом объекте является диполь (набор диполей), а все мультиполи старших порядков определяются положением и ориентацией диполя(ей). Тогда согласно [7] справедливо соотношение между мультипольным моментом смещенного диполя и величиной последнего:

$$g_n^0 = nr^{n-1} g_n^0, \quad (13)$$

из которого, используя (11), получаем в первом приближении соотношения для вкладов в магнитный поток мультипольного источника:

$$\frac{\Phi_5}{\Phi_1} \gg \frac{\Phi_6}{\Phi_2} \gg \frac{\partial^4}{\partial r_c^4} \frac{\partial}{\partial r_c} \frac{\partial}{\partial \theta}. \quad (14)$$

Таким образом, выбрав диаметр кругового контура в 4 раза больше габаритного размера источника, можно утверждать, что вкладом мультиполей порядка $n > 4$ можно пренебречь, поскольку, как показывает практика, относительная погрешность измерений магнитного момента для большинства технических объектов составляет 3%.

Таким образом, изложенные минимальные требования к созданию системы из двух пар соосных круговых обмоток оставляют широкий простор для вариантов их монтажа на существующем магнитоизмерительном стенде. Это касается способа размещения пар обмоток на несущих конструкциях: либо на одной цилиндрической поверхности, либо планарно в двух плоскостях, либо с разными радиусами обеих пар несущих конструкций и на разном их расстоянии от центра системы.

Окончательное определение мультипольных коэффициентов традиционно проводится интегрированием функциональной зависимости магнитного потока от координаты — магнитной сигнатуры.

Математическая обработка магнитной сигнатуры.

При повороте мультипольного источника внутри пары круговых обмоток, описанных выше, могут быть зафиксированы функциональные зависимости магнитного потока от угла поворота. Рассмотрим более подробно мультипольный состав этих сигнатур.

Сначала опишем магнитные сигнатуры поворачиваемого мультипольного источника вокруг общей оси ординат подвижной и неподвижной систем координат согласно рис. 1.

В случае коммутации первой пары обмоток прямо последовательно в суммарном магнитном потоке будут два слагаемых (остальными слагаемыми в силу их малости пренебрегаем):

$$\Phi_{1пр}(g) = \frac{m_0}{2} \frac{P_1^1(\cos q_1) \sin q_1}{r_1} (g_1^0 P_1^0(\cos g) + g_1^1 P_1^1(\cos g)). \quad (15)$$

При интегрировании сигнатуры воспользуемся ортогональностью полиномов Лежандра:

$$\int_{-1}^1 \frac{P_n^m(\cos g) P_n^k(\cos g)}{\sin^2 g} d(\cos g) = \begin{cases} 0, & m \neq k; \\ \frac{1}{2} \frac{(n+m)!}{m(n-m)!}, & m = k > 0, \end{cases} \quad (16)$$

а также

$$\int_{-1}^1 P_n(\cos g) P_k(\cos g) d(\cos g) = \begin{cases} 0, & n \neq k; \\ \frac{2}{2n+1}, & n = k. \end{cases} \quad (17)$$

Для применения (16) к $\Phi_{1пр}(g)$ предварительно умножим его на $\frac{P_1^1(\cos g)}{\sin^2 g}$ и проведем интегрирование. Из получившегося уравнения находим g_1^1 :

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 \frac{\Phi_{1пр}(g) P_1^1(\cos g)}{\sin^2 g} d(\cos g) &= \\ &= 2 g_1^1 \frac{m_0}{2} \frac{P_1^1(\cos q_1) \sin q_1}{r_1}. \end{aligned} \quad (18)$$

Затем восстанавливаем по (11) сигнатуру для первой пары обмоток от мультипольного коэффициента g_1^1 :

$$\Phi_{1,1}(g) = \frac{m_0}{2} \frac{g_1^1}{r_1} P_1^1(\cos g) P_1^1(\cos q_1) \sin q_1. \quad (19)$$

Находим разность сигнатур $\Phi_{1пр}(g)$ и $\Phi_{1,1}(g)$, к которой применяем интегрирование по (17):

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 (\Phi_{1пр}(g) - \Phi_{1,1}(g)) P_1^1(\cos g) d(\cos g) &= \\ &= \frac{2}{3} g_1^1 \frac{m_0}{2} \frac{P_1^1(\cos q_1) \sin q_1}{r_1}. \end{aligned} \quad (20)$$

Проведя интегрирование, из (20) находится значение g_1 .

Далее будем использовать показанный на примере (18)–(20) подход к последовательному исключению вкладов в магнитную сигнатуру от уже определенных на предыдущем шаге мультипольных коэффициентов.

Найденные дипольные коэффициенты используются при определении октуполя при обработке магнитной сигнатуры, зафиксированной второй парой обмоток при их прямой коммутации:

$$\begin{aligned} \Phi_{2пр}(g) &= \frac{m_0}{2} \frac{P_1^1(\cos q_2) \sin q_2}{r_2} (g_1^0 P_1^0(\cos g) + \\ &+ g_1^1 P_1^1(\cos g)) + \frac{m_0}{2} \frac{P_3^1(\cos q_2) \sin q_2}{3r_2^3} \cdot \\ &\cdot (g_3^0 P_3^0(\cos g) + g_3^1 P_3^1(\cos g) + g_3^2 P_3^2(\cos g) + \\ &+ g_3^3 P_3^3(\cos g)). \end{aligned} \quad (21)$$

Далее, восстанавливая для второй пары обмоток сигнатуры диполя величины $\Phi_{1,0}(g)$ и $\Phi_{1,1}(g)$, применяем к их разности с сигнатурой из (21) $\Phi_{2пр}(g) - \Phi_{1,0}(g) - \Phi_{1,1}(g)$ интегрирование по (16) и

последовательно находим g_3^1 , g_3^2 и g_3^3 . Далее следует применить интегрирование по (17) сигнатуры, образованной разностью $\Phi_{2пр}(g) - \Phi_{1,0}(g) - \Phi_{1,1}(g) - \Phi_{3,2}(g)$, чтобы найти g_3^0 .

Таким образом будут найдены все $g_3^{m\phi}$ коэффициенты октуполя исследуемого источника.

Если полностью аналогично провести интегрирование сначала сигнатуры, полученной встречной коммутацией второй пары, то можно найти коэффициенты квадруполя. Для нахождения коэффициентов $g_4^{m\phi}$ следует аналогично поиску октупольных коэффициентов обработать сигнатуру, полученную встречной коммутацией первой пары обмоток.

Определение коэффициентов $h_n^{m\phi}$ следует проводить аналогично, но по сигнатурам, полученным предварительной переориентацией оси вращения мультипольного источника.

Для получения возможности измерения всех $h_n^{m\phi}$ ось вращения, лежащая в плоскости $X\Phi Y\phi$ подвижной системы координат, должна образовывать с осью абсцисс угол $p / (2m\phi)$, причем $m\phi = 4$ (максимальное значение коэффициента $m\phi$ определяемых математической обработкой мультиполей). Другими словами, новое положение оси вращения в подвижной системе координат — это ось, лежащая в плоскости $X\Phi Y\phi$ и повернутая относительно оси ординат $OY\phi$ в направлении оси абсцисс на угол $p / 8$.

После переориентации оси вращения источника, связанного с подвижной системой координат (при этом в неподвижной системе ось вращения по-прежнему OY), получим следующий состав сигнатуры при прямой коммутации первой пары обмоток:

$$\Phi_{1пр}(g) = \frac{m_0}{2} \frac{P_1^1(\cos q_1) \sin q_1}{r_1} (g_1^0 P_1(\cos g) + g_1^1 P_1^1(\cos g) \cos p / 8 + h_1^1 P_1^1(\cos g) \sin p / 8). \quad (22)$$

Из (22) аналогично (18) находим h_1^1 . А из сигнатуры, полученной с помощью прямо коммутированной второй пары обмоток, содержащей вклады

$$\begin{aligned} \Phi_{2пр}(g) = & \frac{m_0}{2} \frac{P_1^1(\cos q_2) \sin q_2}{r_1} (g_1^0 P_1(\cos g) + g_1^1 P_1^1(\cos g) \cos p / 8 + h_1^1 P_1^1(\cos g) \sin p / 8) + \\ & + \frac{m_0}{2} \frac{P_3^1(\cos q_2) \sin q_2}{3r_2^3} (g_3^0 P_3(\cos g) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + g_3^1 P_3^1(\cos g) \cos p / 8 + h_3^1 P_3^1(\cos g) \sin p / 8 + \\ & + g_3^2 P_3^2(\cos g) \cos p / 4 + h_3^2 P_3^2(\cos g) \sin p / 4 + \\ & + g_3^3 P_3^3(\cos g) \cos 3p / 8 + h_3^3 P_3^3(\cos g) \sin 3p / 8), \quad (23) \end{aligned}$$

применяя интегрирование по (16) к ее разности с восстановленными дипольными сигнатурами от g_1^0 , g_1^1 и h_1^1 , находим h_3^1 , h_3^2 и h_3^3 .

Для сигнатуры от второй пары обмоток при их встречном включении получим следующий состав:

$$\begin{aligned} \Phi_{2встр}(g) = & \frac{m_0}{2} \frac{P_2^1(\cos q_2) \sin q_2}{2r_2^2} (g_2^0 P_2(\cos g) + g_2^1 P_2^1(\cos g) \cos p / 8 + h_2^1 P_2^1(\cos g) \sin p / 8 + \\ & + g_2^2 P_2^2(\cos g) \cos p / 4 + h_2^2 P_2^2(\cos g) \sin p / 4). \quad (24) \end{aligned}$$

Для первой пары обмоток при их встречном включении сигнатура содержит вклады

$$\begin{aligned} \Phi_{1встр}(g) = & \frac{m_0}{2} \frac{P_2^1(\cos q_1) \sin q_1}{2r_1^2} (g_2^0 P_2(\cos g) + g_2^1 P_2^1(\cos g) \cos p / 8 + h_2^1 P_2^1(\cos g) \sin p / 8 + \\ & + g_2^2 P_2^2(\cos g) \cos p / 4 + h_2^2 P_2^2(\cos g) \sin p / 4) + \\ & + \frac{m_0}{2} \frac{P_4^1(\cos q_1) \sin q_1}{4r_2^3} (g_4^0 P_4(\cos g) + g_4^1 P_4^1(\cos g) \cos p / 8 + h_4^1 P_4^1(\cos g) \sin p / 8 + \\ & + g_4^2 P_4^2(\cos g) \cos p / 4 + h_4^2 P_4^2(\cos g) \sin p / 4 + \\ & + g_4^3 P_4^3(\cos g) \cos 3p / 8 + h_4^3 P_4^3(\cos g) \sin 3p / 8 + \\ & + h_4^4 P_4^4(\cos g)). \quad (25) \end{aligned}$$

Тогда по аналогии применения к (22) и (23) интегрирования по (16) находим h_2^1 , h_2^2 , h_4^1 , h_4^2 , h_4^3 и h_4^4 .

Таким образом, предложенный способ получения и интегрирования восьми сигнатур, зафиксированных для двух вариантов начальной ориентации поворачиваемого источника МП, позволяет определять все двадцать четыре мультипольных коэффициента магнитных мультиполей до четвертого порядка включительно.

Для проверки полученных результатов на магнитоизмерительном стенде НТЦ МТО НАНУ была создана экспериментальная измерительная система, состоящая из пары обмоток (по 80 витков), уложенных на круглом каркасе диаметром 4,26 м. Проведенные эксперименты позволили определить чувствительность созданной системы на уровне $0,001 \text{ А} \cdot \text{м}^{n+1}$, что при рабочем объеме 1 м^3 явно недостаточно для определения мультиполей порядка $n=3$ и $n=4$. Однако уменьшение рабочего объема и диаметра обмоток системы при одновременном увеличении в 5–7 раз числа витков позволяет прогнозировать повышение чувствительности более чем на порядок и, следовательно, реализовать практическую возможность измерения мультипольных магнитных моментов старших порядков для объектов с габаритными размерами до полуметра. Такие системы на сегодняшний день востребованы при проведении работ по обеспечению магнитной чистоты космических аппаратов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eichhorn W.L. Magnetic dipole moment determination by near-field analysis. — Washington, D.C.: Goddard Space Flight Center. National Aeronautics and Space Administration, 1972 (NASA technical note, D-6685).
2. Holmes J.J. Theoretical Development of Laboratory Techniques for Magnetic Measurement of Large. — IEEE Transactions on Magnetism, 2001, vol.37, № 5.
3. Kildishev A.V., Volokhov S.A., Saltykov J.D. Measurement of the Spacecraft Main Magnetic Parameters. — IEEE Systems Readiness Technology Conf. (AUTOTESTCON'97). — Anaheim (California), 1997.
4. Гетьман А.В. Пространственный гармонический анализ магнитного поля датчика нейтрального компонента плазмы. — Восточно-Европейский журнал передовых технологий, 2010, № 6/5.
5. Семенов В.Г. Определение дипольного, квадрупольного и октупольного магнитных моментов точечно-контурными методами. — В кн.: Проблемы повышения точности средств измерений магнитной индукции. — Л.: Энергоатомиздат, 1983.
6. Гетьман А.В. Определение пространственных гармоник магнитного поля вблизи поверхности технического объекта. — Электричество, 2005, № 1.
7. Шимони К. Теоретическая электротехника. — М.: Мир, 1964.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). — М.: Наука, 1989.
9. Гетьман А.В. Создание пространственных гармоник магнитного поля системой контуров с током. — Электричество, 2007, № 2.

[30.01.13]

Автор: Гетьман Андрей Владимирович окончил физический факультет Харьковского государственного университета в 1993 г. В 2004 г. в Институте электродинамики НАН Украины защитил кандидатскую диссертацию «Пространственный гармонический анализ магнитного поля технических объектов» по специальности «Теоретическая электротехника». Старший научный сотрудник Научно-технического центра магнетизма технических объектов НАН Украины.

* * *

ЧИТАТЕЛЯМ, ПОДПИСЧИКАМ, РЕКЛАМОДАТЕЛЯМ ЖУРНАЛА «ЭЛЕКТРИЧЕСТВО»

Подписка в России и странах СНГ принимается в отделениях связи.

Для желающих представить в журнал статью сообщаем, что правила подготовки рукописей публикуются в №№ 6 и 12 каждого года.

Реклама в черно-белом изображении может быть размещена на страницах журнала и на его обложке, а также в виде вкладки.

Возможно размещение рекламы в цветном изображении (стоимость по договоренности).

При повторении той же рекламы в следующем номере — скидка 10%. При публикации той же рекламы в третьем и последующих номерах — скидка 20%. Стоимость оплаты рекламных статей — по договоренности. Последний срок представления рекламного материала — за 1,5 месяца до выхода номера из печати (обычно номер выходит в середине каждого месяца).

Адрес для переписки: 101000 Москва, Главпочтамт, а/я 648

тел./факс: (7-495)362-7485

E-mail: l.s.kudinova@rambler.ru

